

# Численное моделирование процесса усиления микроволнового излучения в плазменном канале, созданном в газе при его многофотонной ионизации фемтосекундным лазерным импульсом

А.В.Богацкая, Е.А.Волкова, А.М.Попов

*Исследована эволюция неравновесного плазменного канала, созданного в ксеноне фемтосекундным излучением KrF-лазера. Показано, что такой канал может быть использован для усиления импульсов микроволнового излучения на временах порядка времени релаксации энергетического спектра фотоэлектронов в ксеноне. В рамках приближения медленно меняющихся амплитуд рассмотрен процесс распространения и усиления радиочастотного импульса в плазменном канале, в том числе в условиях влияния поля излучения на функцию распределения электронов по энергиям в нем.*

**Ключевые слова:** плазменный канал, усиление электромагнитного излучения, функция распределения электронов по энергиям.

## 1. Введение

Образование протяженных ионизованных каналов в газах при их многофотонной ионизации высокоинтенсивными лазерными импульсами представляет значительный интерес для ряда практических приложений. Среди них можно выделить процесс генерации импульсов жесткого УФ и мягкого рентгеновского излучения аттосекундной длительности [1, 2], дистанционное зондирование атмосферы [3], коммутацию высоковольтных разрядников и формирование направленных разрядов [4–7], транспортировку радиочастотного излучения на макроскопически большие расстояния [8, 9]. В частности, в работах [9, 10] проведен теоретический анализ и описана экспериментальная реализация плазменного волновода скользящих мод, позволившая в волноводе радиусом 5 см с концентрацией электронов в плазменных стенках  $n_e \sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$  осуществить транспортировку СВЧ сигнала ( $\lambda = 8 \text{ мм}$ ) на длину до 60 м.

Важной особенностью плазмы, образующейся при ионизации газа лазерным УКИ, является ее сильная неравновесность. Эта неравновесность может играть очень важную роль при анализе перечисленных выше процессов. Известно, что энергетический спектр фотоэлектронов, возникающих при многофотонной ионизации газа в условиях, когда длительность импульса сравнима со средним временем электрон-атомных столкновений или меньше его, состоит из ряда пиков, соответствующих поглощению определенного числа фотонов. Такая функция

распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) характеризуется наличием энергетических интервалов с инверсной населенностью состояний электронов в континууме, что может быть использовано для усиления электромагнитного излучения в ионизованном газе [11]. Возможность использования плазменного канала, созданного в ксеноне высокоинтенсивным фемтосекундным импульсом эксимерного KrF-лазера ( $\hbar\Omega = 5 \text{ эВ}$ ), для усиления радиочастотных импульсов обсуждалась в работе [12]. В [12, 13] проанализирована возможность усиления электромагнитного излучения субтерагерцевого диапазона частот в различных атомарных и молекулярных газах. Было показано, что плазма ксенона как усиливающая среда имеет ряд преимуществ по сравнению как с молекулярными газами (азот, воздух), так и с другими, инертными газами.

В настоящей работе на основе совместного самосоглазованного численного интегрирования волнового уравнения в приближении медленно меняющихся амплитуд и кинетического уравнения Больцмана для ФРЭЭ рассматривается процесс распространения радиочастотного импульса субтерагерцевого диапазона частот в плазменном канале в ксеноне, созданном фемтосекундным импульсом KrF-лазера. Проанализированы условия, при выполнении которых радиочастотный импульс может усиливаться в неравновесной плазме канала, и оценена эффективность преобразования энергии лазерного импульса в энергию излучения субтерагерцевого диапазона частот.

## 2. Кинетика электронов в плазменном канале, созданном лазерным УКИ

При анализе эволюции ФРЭЭ в плазменном канале, созданном фемтосекундным лазерным импульсом, важно принимать во внимание, что свободные электроны возникают только в результате многофотонной ионизации атомов или молекул, а лавинной ионизацией можно пренебречь. Более того, для импульсов длительностью  $\tau_p \sim 100 \text{ фс}$  упругими столкновениями электронов с атомами (молекулами) среды также можно пренебречь. Действи-

А.В.Богацкая, А.М.Попов. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы; НИИ ядерной физики им. Д.В.Скобелева МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы; Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: alexander.m.porov@gmail.com  
Е.А.Волкова. НИИ ядерной физики им. Д.В.Скобелева МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы

Поступила в редакцию 8 апреля 2014 г., после доработки – 3 июня 2014 г.

тельно, характерное время упругих электрон-атомных столкновений в газе при атмосферном давлении и комнатной температуре ( $T \approx 0.03$  эВ) может быть оценено как  $\tau_c \approx 1/(N\sigma v)$ , где  $N \approx 2.5 \times 10^{19}$  см<sup>-3</sup> – концентрация атомов,  $\sigma \sim 10^{-15}$  см<sup>2</sup> – сечение упругого электрон-атомного рассеяния,  $v \sim 10^8$  см/с – характерная скорость электронов, возникающих в процессе многофотонной ионизации газа. В рассматриваемых условиях  $\tau_c \sim 4 \times 10^{-13}$  с, что превышает длительность лазерного импульса. Как отмечалось в [12,13], в такой ситуации ФРЭЭ к концу лазерного импульса состоит из совокупности пиков надпороговой ионизации, а эволюция ФРЭЭ во времени в результате упругих и неупругих столкновений с атомами среды, а также электрон-электронных столкновений происходит уже после окончания лазерного импульса.

Для излучения KrF-лазера с интенсивностью  $\sim 10^{10}$ – $10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup> ионизация атомов ксенона возможна как трехфотонный процесс, причем пиками надпороговой ионизации, соответствующими поглощению четырех, пяти и более квантов, можно пренебречь. В указанном диапазоне интенсивностей можно пренебречь и динамическим шарковским сдвигом основного состояния и состояний континуума. Это означает, что начальная ФРЭЭ может быть представлена в виде пика с энергией  $\varepsilon_0 = 3\hbar\Omega - I_i$  ( $I_i \approx 12.13$  эВ – потенциал ионизации атомов ксенона) и шириной  $\Delta\varepsilon$ , определяемой спектральной шириной лазерного импульса. Для рассматриваемого диапазона интенсивностей излучения и длительности импульса  $\tau_p \sim 100$  фс степень ионизации образующейся плазмы может быть оценена как  $\alpha = n_e/N \approx 10^{-9}$ – $10^{-5}$  [14], где  $n_e$  – концентрация электронов.

При анализе временной эволюции ФРЭЭ аналогично [12] будем полагать, что в результате лазерного воздействия в газе был создан ионизованный канал с некоторым распределением концентрации электронов по радиусу и сильнонеравновесной ФРЭЭ, соответствующей образованию электронов вследствие трехфотонной ионизации атомов ксенона, которую удобно аппроксимировать гауссовым профилем:

$$n(\varepsilon, t=0) = \frac{1}{\Delta\varepsilon\sqrt{\pi\varepsilon}} \exp\left[-\frac{(\varepsilon - \varepsilon_0)^2}{\Delta\varepsilon^2}\right]. \quad (1)$$

Величина  $\Delta\varepsilon$  определяется спектральной шириной лазерного импульса и в случае спектрально ограниченного импульса длительностью  $\sim 50$ – $100$  фс составляет  $\sim 0.2$  эВ. При этом пиками надпороговой ионизации можно пренебречь.

Функция распределения (1) нормирована согласно условию

$$\int_0^\infty n(\varepsilon, t=0)\sqrt{\varepsilon} d\varepsilon = 1, \quad (2)$$

а величина  $n(\varepsilon, t)\sqrt{\varepsilon}$  есть плотность вероятности обнаружить электрон с энергией  $\varepsilon$ .

Временная эволюция ФРЭЭ может быть определена из решения кинетического уравнения Больцмана. В не слишком сильных полях, когда распределение электронов по скоростям характеризуется небольшой анизотропией, анализ уравнения Больцмана удобно проводить в двучленном приближении. Это приближение подробно рассмотрено в [15,16], а также в [17] и цитируемой там

литературе. С учетом воздействия на ФРЭЭ радиочастотного поля волны, распространяющейся в плазме, это уравнение записывается в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial n(\varepsilon, t)}{\partial t} \sqrt{\varepsilon} &= \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left[ \frac{e^2 E_0^2 v_{tr}(\varepsilon)}{3m(\omega^2 + v_{tr}^2)} \varepsilon^{3/2} \frac{\partial n}{\partial \varepsilon} \right] \\ &+ \frac{2m}{M} \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left\{ v_{tr}(\varepsilon) \varepsilon^{3/2} \left[ n(\varepsilon, t) + T \frac{\partial n(\varepsilon, t)}{\partial \varepsilon} \right] \right\} \\ &+ Q^*(n) + Q_{ee}(n). \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь  $E_0$  – амплитуда поля радиочастотной волны с частотой  $\omega$ , распространяющейся в плазме;  $T \approx 0.03$  эВ – температура газа;  $m$  и  $M$  – массы электрона и атома ксенона соответственно;  $v_{tr} = N\sigma_{tr}(\varepsilon)\sqrt{2\varepsilon/m}$  и  $\sigma_{tr}(\varepsilon)$  – транспортная частота и сечение рассеяния. Член  $Q^*(n)$  описывает процесс неупругих соударений электронов с атомами ксенона и в рассматриваемых ниже условиях несуществен. Член  $Q_{ee}(n)$  описывает межэлектронные столкновения и подробно рассмотрен в [15]. Влияние электрон-электронных соударений на эволюцию ФРЭЭ сводится к ускорению процесса ее максвеллизации и для ксеноновой плазмы было детально проанализировано в [13]. В частности, было показано, что это влияние уже существенно при концентрации электронов  $n_e = 10^{12}$  см<sup>-3</sup>, т.е. при степени ионизации  $\alpha \approx 4 \times 10^{-8}$ .

Уравнение (3) представляет собой уравнение диффузии в пространстве энергий, причем коэффициент диффузии определяется как температурой газа, так и членом, описывающим межэлектронные столкновения [15]. Важно отметить, что влияние внешнего поля с частотой  $\omega$  на ФРЭЭ также описывается в диффузионном приближении, поэтому достаточно сильное электрическое поле волны, распространяющейся в плазме, тоже будет способствовать более быстрому диффузионному расплыванию фотоэлектронного пика.

Уравнение (3) с начальным условием (1) решалось численно по неявной схеме для диапазона энергий  $\varepsilon = 0$ – $10$  эВ. Шаги интегрирования по времени  $\delta t$  и по энергии  $\delta\varepsilon$  составляли  $10^{-13}$  с и  $10^{-2}$  эВ. Сечения элементарных процессов для ксенона были взяты из [18,19]. Транспортное сечение рассеяния в ксеноне приведено на рис.1,а. Его характерными особенностями являются наличие минимума Рамзауэра и участка с быстро растущим с энергией сечением в области энергий 0.64–5.0 эВ. Именно эти особенности транспортного сечения рассеяния ответственны за возможность усиления радиочастотного излучения в фотоионизационной плазме [12].

ФРЭЭ, полученная из численного решения уравнения (3), использовалась для расчета электродинамических характеристик плазменного канала, созданного лазерным импульсом. Так, выражение для комплексной проводимости плазмы  $\sigma_\omega = \sigma'_\omega + i\sigma''_\omega$  на частоте  $\omega$  может быть записано в виде [11,15]

$$\sigma_\omega = \frac{2}{3} \frac{e^2 n_e}{m} \int_0^\infty \frac{\varepsilon^{3/2} [v_{tr}(\varepsilon) + i\omega]}{\omega^2 + v_{tr}^2(\varepsilon)} \left[ -\frac{\partial n(\varepsilon, t)}{\partial \varepsilon} \right] d\varepsilon. \quad (4)$$

Действительная часть этого выражения описывает диссипацию энергии электромагнитной волны в плазме. Для коэффициента поглощения излучения с частотой  $\omega$  имеем соотношение

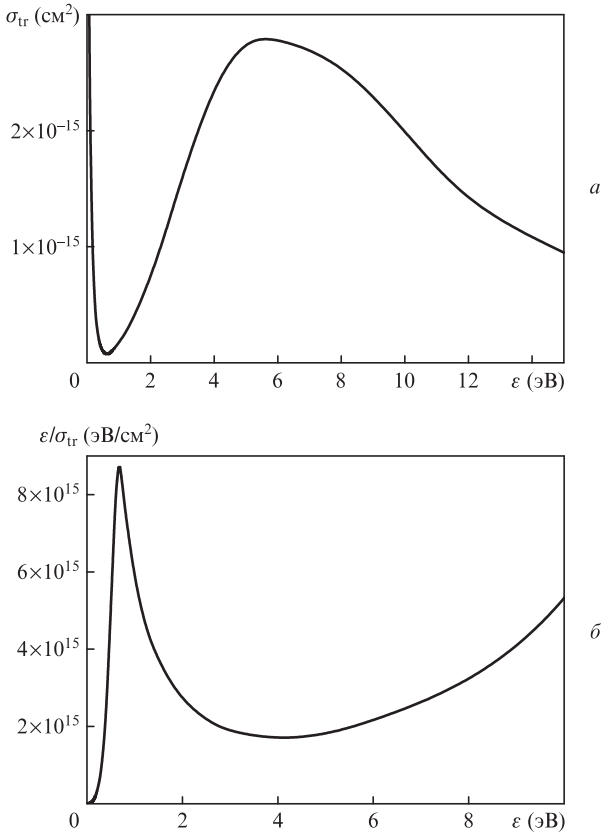


Рис.1. Транспортное сечение рассеяния электронов на атомах ксенона (а) и зависимость  $\epsilon/\sigma_{tr}(\epsilon)$  (б).

$$\mu_\omega = \frac{4\pi\sigma'_\omega}{c} = \frac{1}{3} \frac{\omega_p^2}{c} \int_0^\infty \frac{\epsilon^{3/2} v_{tr}(\epsilon)}{\omega^2 + v_{tr}^2(\epsilon)} \left[ -\frac{\partial n(\epsilon, t)}{\partial \epsilon} \right] d\epsilon, \quad (5)$$

где  $\omega_p^2 = 4\pi e^2 n_e / m$  – квадрат плазменной частоты электронного газа.

Как отмечалось в [11,12], интеграл в (5) для пиковой структуры ФРЭЭ, фактически означающей наличие инверсной населенности в континууме, может оказаться отрицательным при выполнении условия  $\omega < v_{tr}$ . В такой ситуации среда будет способна усиливать электромагнитное излучение. В [12, 13] показано, что условие усиления для фотоионизационной плазмы в ксеноне выполняется для радиочастотного излучения с  $\omega \leq 10^{12} \text{ с}^{-1}$ , если фотоионизационный пик находится в области, в которой транспортное сечение растет с энергией, причем должно быть выполнено условие

$$\frac{d}{d\epsilon} \frac{\epsilon}{\sigma_{tr}(\epsilon)} < 0, \quad (6)$$

т.е. транспортное сечение должно расти с энергией быстрее, чем линейно. Условие (6) выполнено для атомов ксенона в области энергий  $\sim 1-3 \text{ эВ}$  (рис.1,б).

Если перестройка энергетического спектра электронов происходит только в результате их упругих столкновений с нейтральными атомами, характерное время релаксации ФРЭЭ можно оценить по формуле

$$\tau_\epsilon \approx \frac{M}{2m} \frac{1}{v_{tr}}, \quad (7)$$

что дает  $\tau_\epsilon \approx 10^{-7} \text{ с}$ . Это означает, что именно на таких временах можно ожидать эффекта усиления электромагнитного излучения в плазме. Следовательно, плазменный канал в ксеноне, созданный излучением фемтосекундного Krf-лазера, сможет усиливать радиочастотные импульсы (с частотой вплоть до частот, лежащих в терагерцевом диапазоне) длительностью в несколько десятков наносекунд.

Оценка (7) учитывает потери энергии электронов лишь в упругих электрон-атомных столкновениях. Однако межэлектронные соударения способствуют более быстрой максвеллизации спектра фотоэлектронов и, как следствие, исчезновению эффекта усиления. Оценки и результаты численных расчетов [13] показывают, что учет электрон-электронных столкновений уже при концентрации электронов  $n_e = 10^{12} \text{ см}^{-3}$  существенно влияет на эволюцию ФРЭЭ, а при  $n_e = 10^{13} \text{ см}^{-3}$  на временах  $\sim 200 \text{ нс}$  происходит максвеллизация спектра. Фактически, межэлектронные соударения, как видно из расчетов, существенно увеличивают коэффициент диффузии электронов в пространстве энергий, что и приводит к быстрому размытию пика фотоэлектронов и, как следствие, к уменьшению интервала времени, в течение которого коэффициент усиления в канале положителен.

До сих пор при анализе эволюции энергетического спектра фотоэлектронов в плазменном канале мы полагали, что само усиливаемое излучение является слабым и не влияет на ФРЭЭ. Такой подход, очевидно, справедлив, если коэффициент энергетической диффузии электронов, обусловленный наличием усиливаемого поля, меньше коэффициентов диффузии в пространстве энергий, определяемых упругими столкновениями электронов с атомами (молекулами) газа, а также межэлектронными столкновениями. Оценивая коэффициент диффузии электронов в пространстве энергий, обусловленный наличием радиочастотного излучения в плазме (мы полагаем, что  $\omega \ll v_{tr}$ ), по формуле  $D_\omega \sim e^2 E_0^2 \epsilon / (3m v_{tr})$ , получаем, что наше рассмотрение справедливо, если

$$\frac{e^2 E_0^2}{3m v_{tr}} \ll \max \left\{ \frac{2m}{M} T v_{tr}, \langle \epsilon \rangle v_{ee} \right\}, \quad (8)$$

где  $\langle \epsilon \rangle$  – средняя по спектру энергия электронов;  $v_{ee}$  – частота электрон-электронных столкновений. Например, для атомов ксенона при  $\langle \epsilon \rangle \approx 2 \text{ эВ}$ ,  $T \approx 0.03 \text{ эВ}$  и концентрации электронов  $n_e = 3 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$  условие (8) выполняется для интенсивности радиочастотного излучения, много меньшей  $1 \text{ кВт/см}^2$ .

Результаты численных расчетов подтверждают сделанные оценки. На рис.2 приведены ФРЭЭ в плазме ксенона в различные моменты времени для случаев, когда релаксация начального энергетического распределения (1) происходит при наличии радиочастотного поля ( $\omega \approx 5 \times 10^{11} \text{ с}^{-1}$ ) с различными интенсивностями. Видно, что наличие такого поля действительно существенно ускоряет диффузионное размытие фотоэлектронного пика, причем при интенсивности радиочастотного излучения  $100 \text{ Вт/см}^2$  время релаксации ФРЭЭ к стационарному распределению составляет  $\sim 100 \text{ нс}$ , а при интенсивности  $1 \text{ кВт/см}^2$  – всего  $10 \text{ нс}$ .

Мы уже отмечали, что диффузионное размытие фотоэлектронного пика ведет к ухудшению способности плазменного канала усиливать радиочастотное излучение. В самом деле, результаты расчетов коэффициента усиления  $k_\omega = -\mu_\omega$  для различных значений заданной интен-

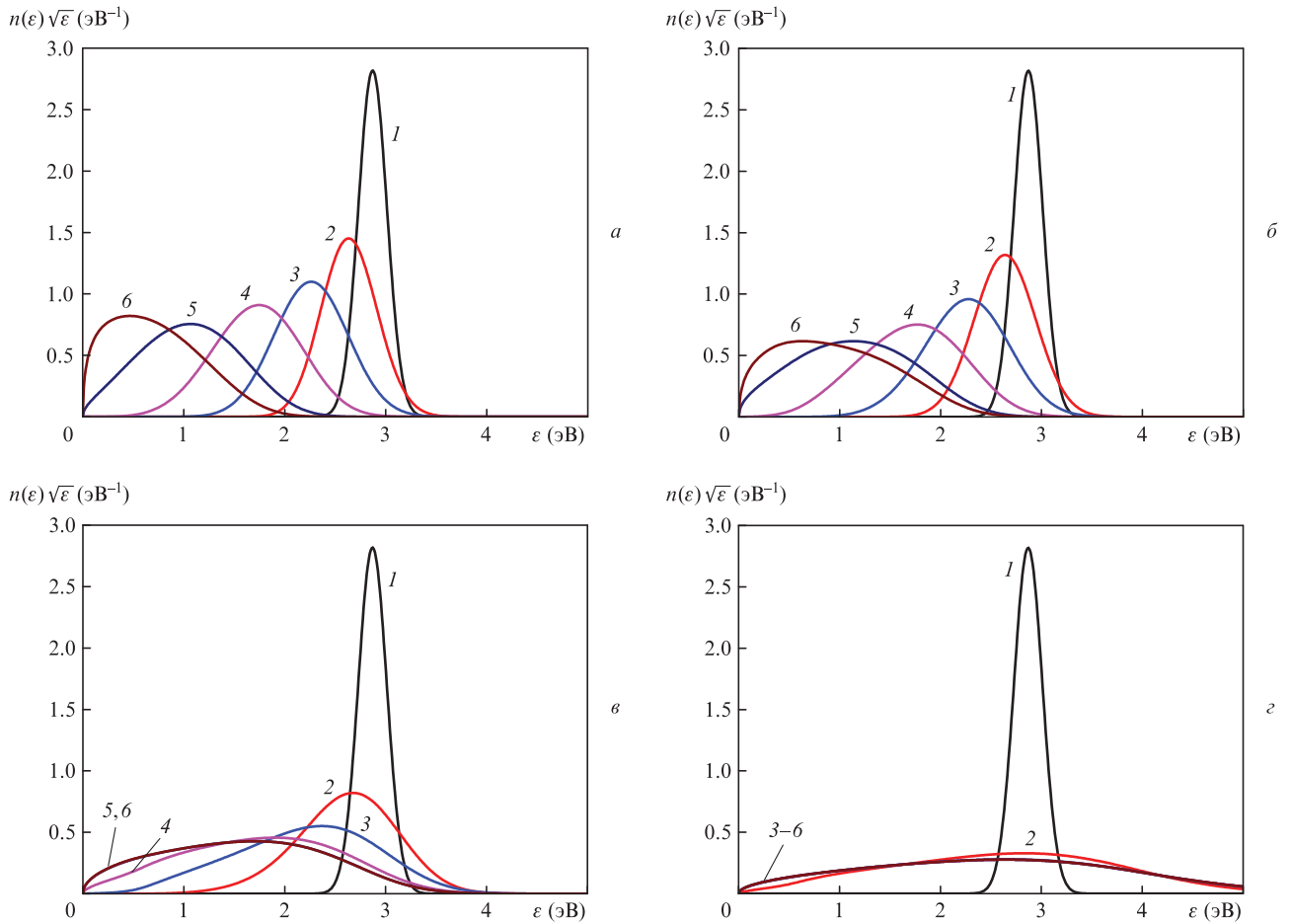


Рис.2. ФРЭЭ в плазме ксенона в моменты времени  $t = 0$  (1), 3 (2), 10 (3), 30 (4), 100 (5) и 200 нс (6) после создания плазменного канала для интенсивностей радиочастотного поля 0 (а), 10 (б), 100 (в) и  $10^3$  Вт/см<sup>2</sup> (г). Концентрация электронов  $n_e = 3 \times 10^{12}$  см<sup>-3</sup>.

свойности излучения с частотой  $\omega = 5 \times 10^{11}$  с<sup>-1</sup> (рис.3) показывают, что интервал времени, в течение которого величина  $k_\omega$  положительна, уменьшается с 20 до 2 нс при возрастании интенсивности от нуля до 1 кВт/см<sup>2</sup>, а при интенсивности излучения 10 кВт/см<sup>2</sup> усиливающие свойства плазменного канала сохраняются всего 0.1 нс. Это означает, что интенсивность СВЧ импульсов длительностью до 2 нс можно увеличивать до  $\sim 1$  кВт/см<sup>2</sup>. Отметим

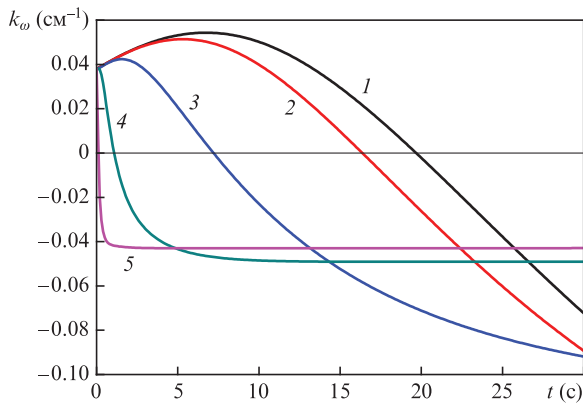


Рис.3. Временные зависимости коэффициента усиления электромагнитного излучения в плазменном канале в ксеноне для интенсивностей излучения 0 (1), 10 (2), 100 (3),  $10^3$  (4) и  $10^4$  Вт/см<sup>2</sup> (5). Отрицательные значения соответствуют поглощению электромагнитного излучения в плазме. Расчеты проведены для концентрации электронов  $n_e = 3 \times 10^{12}$  см<sup>-3</sup>.

также следующее: наличие усиления электромагнитной волны в плазме предполагает, что учет влияния усиливаемого поля на ФРЭЭ в плазменном канале приводит к уменьшению энергии электронов в нем, т.е. в рассматриваемых нами условиях электрическое поле радиочастотной волны обуславливает охлаждение электронной компоненты плазмы. Данные, приведенные на рис.4, действительно показывают, что учет влияния радиочастотного излучения приводит к более быстрому охлаждению плазмы на начальных временах релаксации ФРЭЭ.

Так, в диапазоне интенсивностей 0–100 Вт/см<sup>2</sup> средняя по спектру энергия электронов убывает с интенсивностью в интервале времени 20–25 нс; при интенсивности 1 кВт/см<sup>2</sup> более быстрое охлаждение электронов наблюдается лишь на временах  $\sim 3$  нс, а затем средняя энергия электронов выходит на стационарное значение  $\sim 2.6$  эВ; радиочастотное поле с интенсивностью 10 кВт/см<sup>2</sup>, наоборот, разогревает электронный газ, его средняя энергия возрастает от начального значения 2.87 эВ до  $\sim 3.5$  эВ уже за 2–3 нс.

Следует отметить, что по своему физическому смыслу рассматриваемый нами эффект усиления электромагнитного излучения в сильнонеравновесной плазме близок к явлению отрицательной абсолютной проводимости плазмы газового разряда в постоянном электрическом поле, предсказанному в [20,21] и подробно обсуждаемому в обзорах [22,23] и монографии [24]. Отрицательная абсолютная проводимость представляет собой кинетический эффект, приводящий к тому, что в плазме возникает элек-

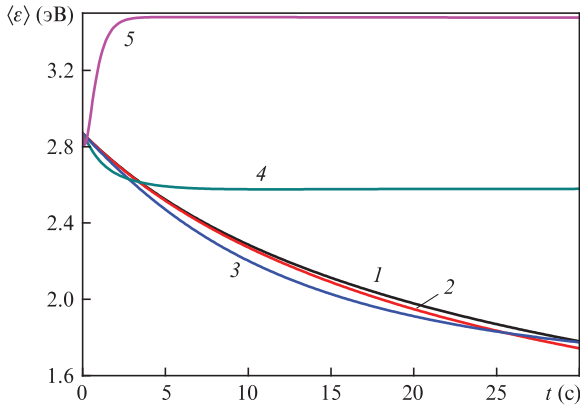


Рис.4. Временные зависимости средней по спектру энергии фотоэлектронов в ксенонной плазме для интенсивностей радиочастотного излучения 0 (1), 10 (2), 100 (3),  $10^3$  (4) и  $10^4$  Вт/см<sup>2</sup> (5).

тронный поток, направленный против вектора силы, действующий на каждый электрон. В такой ситуации электроны в среднем отдают энергию полю электромагнитной волны, что и обуславливает эффект усиления.

### 3. Распространение радиочастотных импульсов в плазменном канале

В данном разделе на основе совместного решения волнового уравнения и кинетического уравнения Больцмана рассмотрим распространение и усиление радиочастотного импульса в плазменном канале, созданном фемтосекундным импульсом КгF-лазера в ксеноне. Как известно, распространение электромагнитного излучения в среде описывается следующим волновым уравнением:

$$\nabla^2 E - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial j}{\partial t}. \quad (9)$$

Здесь  $E$  – напряженность электрического поля волны;  $j$  – плотность электрического тока в плазме, определяемая в конечном счете из решения кинетического уравнения Больцмана. Будем полагать, что радиочастотное поле является линейно поляризованным (вдоль оси  $x$ ) и распространяется в направлении оси  $z$ .

Для численного анализа уравнения (9) будем использовать приближение медленно меняющихся амплитуд (ММА) [25]. В рамках этого приближения электрическое поле распространяющегося вдоль оси  $z$  радиочастотного импульса  $E(r, z, t)$  представимо в виде

$$E(r, z, t) = E_0(\rho, z, t) \exp[i(kz - \omega t)], \quad (10)$$

а для электрического тока в плазме в пренебрежении дисперсией можно записать выражение

$$j(\rho, z, t) = \sigma_\omega(\rho, z, t) E_0(\rho, z, t) \exp[i(kz - \omega t)]. \quad (11)$$

Здесь  $E_0$  – огибающая радиочастотного импульса;  $k$  – волновое число;  $\omega = 5 \times 10^{11}$  с<sup>-1</sup>;  $\rho$  – поперечная координата. В дальнейшем будем считать, что концентрация электронов в плазме канала достаточно мала ( $n_e \leq 10^{13}$  см<sup>-3</sup>) и, следовательно, импульс распространяется по каналу со скоростью света. В этом случае  $k = \omega/c$ . Также будем считать, что проводимость плазмы является медленно меняющейся функцией времени и пространственной ко-

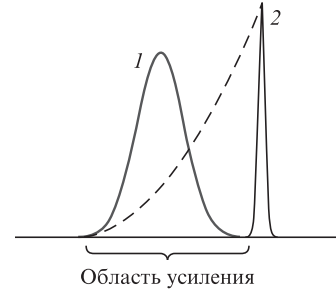


Рис.5. Пространственная структура радиочастотного (1) и лазерного (2) импульсов в некоторый момент времени. Штриховая кривая – пространственный профиль коэффициента усиления.

ординаты, т.е.  $|d\sigma_\omega/dt| \ll \omega |\sigma_\omega|$  и  $|\nabla \sigma_\omega| \ll k |\sigma_\omega|$ . Тогда для огибающей радиочастотного импульса  $E_0(\rho, z, t)$  можно получить выражение

$$ik \left( \frac{\partial E_0}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial E_0}{\partial t} \right) = -\frac{1}{2} \nabla_\perp^2 E_0 + \frac{i}{2} k_\omega(\rho, z, t) k E_0, \quad (12)$$

где  $k_\omega(\rho, z, t)$  – пространственно-временное распределение коэффициента усиления электромагнитного излучения в плазме;  $\nabla_\perp^2$  – оператор Лапласа по поперечной координате. Первый член в правой части (12) описывает дифракционную расходимость электромагнитного импульса, а второй – его усиление (поглощение) в плазме.

Если радиочастотное поле достаточно слабое и не влияет на процесс релаксации ФРЭЭ в плазме канала (в наших условиях это выполняется для интенсивностей  $I < 10$  Вт/см<sup>2</sup>), уравнение (12) является линейным и должно быть решено для заданного распределения коэффициента усиления  $k_\omega(\rho, z, t)$ , который определяется по ФРЭЭ, полученной путем численного интегрирования уравнения Больцмана. Если же радиочастотное поле оказывает существенное влияние на ФРЭЭ хотя бы в каких-то областях пространства, уравнение (12) должно решаться самосогласованно с уравнением Больцмана для ФРЭЭ в каждой пространственной точке.

Из анализа процесса релаксации ФРЭЭ, проведенного выше, следует, что длительность процесса усиления  $\tau_a$  в плазменном канале может составлять от нескольких наносекунд до 15–20 нс в зависимости от интенсивности усиливаемого импульса. Поэтому фемтосекундный лазерный импульс, распространяясь в газе, создает за собой пространственный след – область усиления, протяженностью  $c\tau_a$  в несколько десятков сантиметров (рис.5). Для наиболее эффективного усиления радиочастотного импульса в такой ситуации удобно реализовать режим, когда импульсы движутся в среде один за другим, так что радиочастотный импульс постоянно находится в зоне усиления, создаваемой лазерным импульсом.

Для численного интегрирования уравнения (12) удобно ввести новые переменные  $\zeta = z$  и  $\tau = t - z/c$  – сопутствующее время. Тогда, учитывая, что оба импульса распространяются со скоростью света, т.е.  $k_\omega(\rho, z, t) = k_\omega(\rho, t - z/c) = k_\omega(\rho, \tau)$ , уравнение (12) перепишем в виде

$$ik \frac{\partial E_0(\rho, \zeta, \tau)}{\partial \zeta} = -\frac{1}{2} \nabla_\perp^2 E_0 + \frac{i}{2} k k_\omega(\rho, \tau) E_0(\rho, \zeta, \tau). \quad (13)$$

Численное решение уравнения (13) было получено методом конечных элементов в пространственной области с размерами  $0 \leq \rho \leq \rho_{\max} = 40$  см и  $0 \leq \zeta \leq z_{\max} = 100$  см.

Полное время счета не превышало  $t_{\max} = z_{\max}/c \approx 3.3$  нс, что соответствовало распространению лазерного импульса на расстояние  $z_{\max}$ . В качестве граничных условий на удаленных границах  $\rho = \rho_{\max}$  и  $\zeta = z_{\max}$  значения электрического поля полагались равными нулю. При  $\zeta = 0$  задавался временной профиль радиочастотного импульса

$$E_0(\rho, \zeta = 0, \tau = t) = AR(\rho) \sin^2(\pi t/\tau_p), \quad (14)$$

где  $A$  – амплитуда радиочастотного импульса на оси ( $\rho = 0$ );  $R(\rho)$  – радиальное распределение электрического поля. В дальнейшем мы полагали, что импульс состоит из 50 периодов поля, т.е. при  $\omega = 5 \times 10^{11} \text{ c}^{-1}$  длительность импульса  $\tau_p \approx 0.628$  нс, а функция  $R(\rho)$  аппроксимируется гауссойдой:

$$R(\rho) = \exp[-\rho^2/(2\rho_f^2)], \quad (15)$$

где  $\rho_f$  – радиус пучка радиочастотного излучения. Радиальный профиль концентрации электронов, созданный импульсом KrF-лазера и определяющий величину коэффициента усиления (поглощения), также предполагался гауссовым:

$$n_e(\rho) = n_e(\rho = 0) \exp[-\rho^2/(2\rho_e^2)], \quad (16)$$

где  $n_e(\rho = 0)$  – концентрация электронов в центре плазменного канала;  $\rho_e$  – его ширина.

Шаги интегрирования по времени и координатам были таковы:  $\delta t = \tau_p/512$ ,  $\delta z = c\delta t$ ,  $\delta \rho = \rho_{\max}/640$ . При этом

в каждой пространственной точке с координатами  $\rho, \zeta$  для определения коэффициента усиления интегрировалось уравнение Больцмана.

Обсудим сначала результаты численного интегрирования волнового уравнения (13) с граничным условием (14) в режиме слабого поля, когда влиянием усиливаемого радиочастотного импульса на ФРЭЭ в плазме канала можно пренебречь. Распределения интенсивности излучения  $I = cE_0^2(\rho, \zeta, \tau)/(8\pi)$  для начального радиуса пучка  $\rho_f = 1$  см и радиуса плазменного канала  $\rho_e = 1$  см по переменной  $\tau$  (при  $\rho = 0$ ) и по радиальной переменной  $\rho$  (при  $\tau = \tau_p/2$ , что соответствует максимуму огибающей начального импульса) приведены на рис.6. Первое из этих распределений можно рассматривать, например, как временную огибающую импульса при различных фиксированных значениях  $z$ , или как распределение по координате  $z$  в фиксированные моменты времени. Точка  $\tau = 0$ , или  $z = ct$ , соответствует переднему фронту распространяющегося импульса, координата  $\tau = \tau_p$  – его заднему фронту. При этом пространственная протяженность импульса  $c\tau_p$  оказывается равной  $\sim 1.9$  см. В рассматриваемом случае коэффициент усиления  $k_\omega \approx 0.04 \text{ см}^{-1}$  и может считаться постоянным в течение всего времени распространения импульса (см. рис.3). В отсутствие дифракционной расходимости пучка на длине  $L = 92.1$  см это привело бы к увеличению интенсивности примерно в 40 раз. Однако дифракционная длина, соответствующая радиусу усиливаемого пучка,  $L_d = k\rho_e^2 \approx 17$  см. В результате на длинах распространения  $L > L_d$  наблюдается сначала замедление роста пикового значения интенсивности, а затем и его уменьшение вследствие дифракционного расплывания пучка.

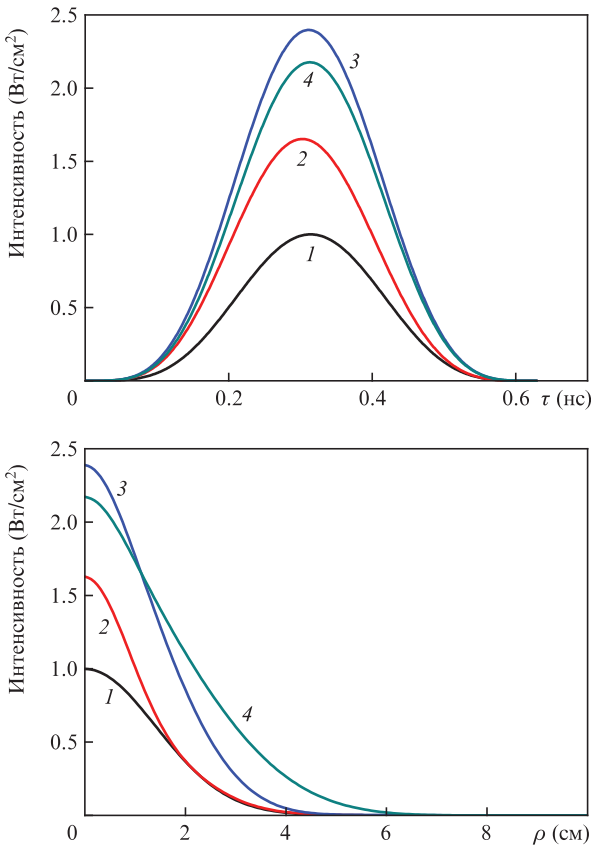


Рис.6. Пространственно-временная структура микроволнового импульса с начальной пиковой интенсивностью  $1 \text{ Вт/см}^2$  для длин распространения в среде  $L = 0$  (1), 18.3 (2), 55.2 (3) и 92.1 см (4). Радиус плазменного канала  $\rho_e = 1$  см.

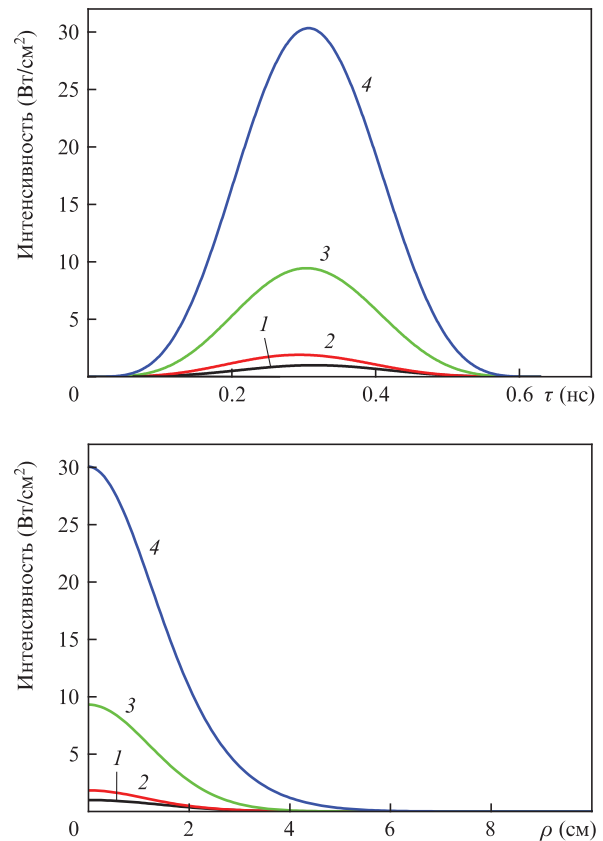


Рис.7. То же, что и на рис.6, но для радиуса плазменного канала  $\rho_e = 2$  см.

Результаты аналогичных расчетов пространственно-временной структуры радиочастотного импульса для большего радиуса плазменного канала ( $\rho_e = 2$  см) приведены на рис.7. В данном случае дифракционная длина  $L_d \approx 70$  см, в результате чего на расстояниях  $\sim 100$  см импульс распространяется практически в бездифракционном режиме, а на длине  $L = 92.1$  см интенсивность излучения возрастает в  $I(L)/I_0 \approx 30$  раз.

Особый интерес представляет собой случай начального импульса со сравнительно высокой интенсивностью, который в процессе усиления оказывает существенное влияние на эволюцию ФРЭЭ в плазменном канале. Результаты таких расчетов для начальной интенсивности излучения  $I_0 = 1$  кВт/см<sup>2</sup> приведены на рис.8. Видно, что на той же длине распространения  $L = 92.1$  см пиковая интенсивность радиочастотного импульса возрастает всего в 9.5 раза, причем форма импульса существенно искажается, поскольку усиливается преимущественно его передний фронт. Центральная и задняя части лазерного импульса на расстояниях  $L > 90$  см попадают в область, где в результате перестройки ФРЭЭ уже наблюдается поглощение сигнала, что ведет к уменьшению длительности импульса и уширению его спектра.

Справедливость сказанного подтверждается также зависимостями коэффициента усиления (поглощения) на оси канала от переменной  $\tau$ , рассчитанного по ФРЭЭ при совместном решении волнового уравнения и кинетического уравнения Больцмана (рис.9). Из рис.9 видно, что зона усиления сигнала непрерывно сужается по мере его распространения, и на расстоянии  $L \approx 100$  см большая часть импульса оказывается в области поглощения. В дальнейшем в такой ситуации наблюдается быстрое уменьшение

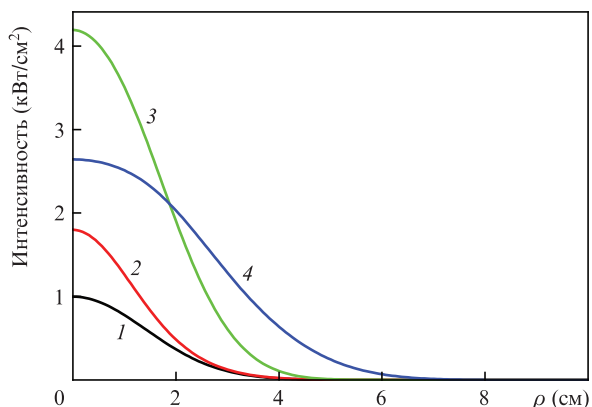
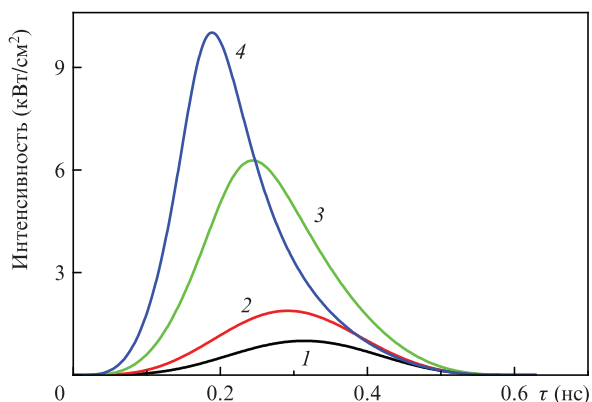


Рис.8. То же, что и на рис.7, но для импульса с начальной пиковой интенсивностью 1 кВт/см<sup>2</sup>.

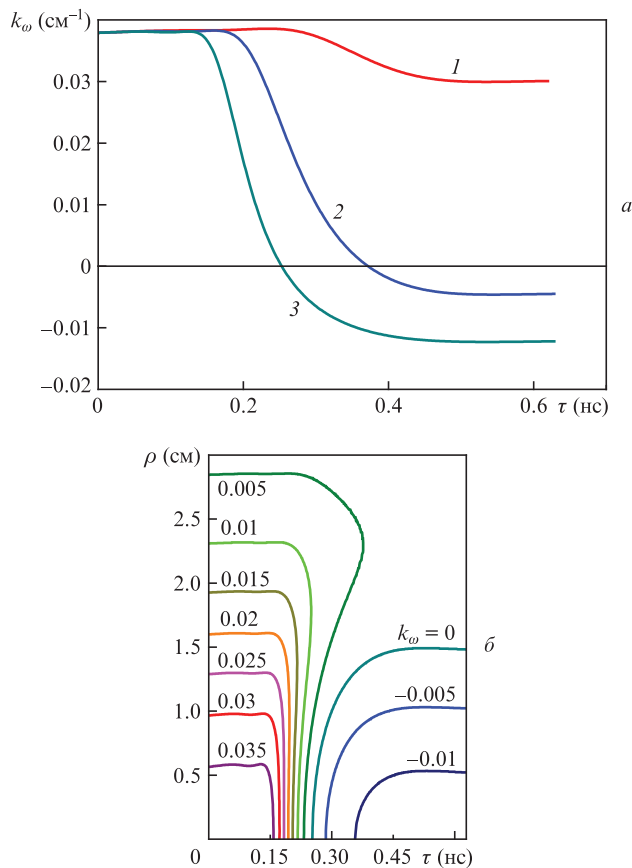


Рис.9. Коэффициент усиления (поглощения) микроволнового электромагнитного излучения в плазменном канале в ксеноне: распределения вдоль оси канала для длин распространения в среде  $L = 18.3$  (1), 55.2 (2) и 92.1 см (3) (а) и двумерное распределение в виде линий уровней для  $L = 92.1$  см (б). Начальная пиковая интенсивность  $I_0 = 1$  кВт/см<sup>2</sup>, радиус плазменного канала  $\rho_e = 2$  см. Отрицательные значения соответствуют поглощению электромагнитного излучения в плазме.

длительности импульса, что накладывает существенные ограничения на возможность описания процесса его распространения в рамках метода ММА.

Проведенные нами расчеты позволяют оценить эффективность преобразования энергии импульса КгF-лазера в энергию радиочастотного излучения. Действительно, затраты энергии лазера на ионизацию атома ксенона составляют  $3\hbar\omega = 15$  эВ. Значит, на длине распространения  $L \approx 100$  см при концентрации фотоэлектронов  $n_e = 3 \times 10^{12}$  см<sup>-3</sup> энерговыход в среду равен  $\sim 7 \times 10^{-4}$  Дж/см<sup>2</sup>. С другой стороны, энергия начального импульса с пиковой интенсивностью 1 кВт/см<sup>2</sup> составляет  $\sim 5 \times 10^{-7}$  Дж/см<sup>2</sup> и увеличивается почти на порядок на длине 100 см. Это означает, что в рассматриваемых нами условиях  $\sim 1\%$  энергии, вложенной в плазму при фотоионизации газа, преобразуется затем в энергию микроволнового излучения. Заметим, что коэффициент преобразования энергии может быть увеличен, в частности, за счет увеличения пространственной протяженности создаваемого плазменного канала.

Отметим также, что с практической точки зрения может оказаться интересным случай, когда плазменный канал создается не за счет многофотонной ионизации газа, а вследствие однофотонной ионизации легкоионизируемых примесей. При этом лазерный импульс, создающий канал, может иметь сравнительно невысокую интенсивность из-

лучения. Однако потенциал ионизации примеси должен быть выбран таким, чтобы формируемый фотоионизационный пик оказался в требуемом диапазоне энергий.

#### 4. Заключение

Таким образом, в настоящей работе показано, что неравновесный плазменный канал, созданный в ксеноне излучением фемтосекундного K<sub>g</sub>F-лазера, может быть использован для усиления радиочастотных импульсов, несущая частота которых лежит в субтерагерцевом диапазоне частот. При этом значительного усиления таких импульсов можно достичь при реализации режима, в котором импульсы движутся в среде один за другим, так что радиочастотный импульс постоянно находится в зоне усиления, создаваемой лазерным импульсом.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант №12-02-00064). А.В.Богацкая благодарит также за поддержку некоммерческий фонд «Династия» (программа поддержки студентов, специализирующихся в области теоретической физики), а также УНЦ ФИАНА и специальную программу РАН поддержки молодых ученых. Численное моделирование проводилось на суперкомпьютере СКИФ МГУ «Чебышев».

1. Agostini P., DiMauro L.F. *Rep. Prog. Phys.*, **67**, 813 (2004).
2. Krausz F., Ivanov M. *Rev. Mod. Phys.*, **81**, 163 (2009).
3. Penano J., Sprangle P., Hafizi B., Gordon D., Fernsler R., Scully M. *J. Appl. Phys.*, **111**, 033105 (2012).
4. Zhao X.M., Wang Y.C., Diels J.-C., Elizondo J. *IEEE J. Quantum Electron.*, **31**, 599 (1995).
5. Tzortzakis S., Franco M.A., André Y.-B., Chiron A., Lamouroux B., Prade B.S., Mysyrowicz A. *Phys. Rev. E*, **60**, R3505 (1999).
6. Rodriguez M., Sauerbrey R., Wille H., Wöste L., Fujii T., André Y.-B., Mysyrowicz A., Klingbeil L., Rethmeier K., Kalkner W., Kasparian J., Salmon E., Yu J., Wolf J.-P. *Opt. Lett.*, **27**, 772 (2002).
7. Ionin A.A., Kudryashov S.V., Levchenko A.O., Seleznev L.V., Shutov A.V., Sinitsyn D.V., Smetanin I.V., Ustinovsky N.N., Zvorykin V.D. *Appl. Phys. Lett.*, **100**, 104105 (2012).
8. Châteauneuf M., Payeur S., Dubois J., Kieffer J.-C. *Appl. Phys. Lett.*, **92**, 091104 (2008).
9. Зворыкин В.Д., Левченко А.О., Сметанин И.В., Устиновский Н.Н. *Письма в ЖЭТФ*, **91**, 226 (2010).
10. Zvorykin V.D., Levchenko A.O., Shutov A.V., Solomina E.V., Ustinovsky N.N., Smetanin I.V. *Phys. Plasmas*, **19**, 033509 (2012).
11. Бункин Ф.В., Казаков А.Е., Федоров М.В. *УФН*, **107**, 559 (1972).
12. Богацкая А.В., Попов А.М. *Письма в ЖЭТФ*, **97**, 453 (2013).
13. Богацкая А.В., Волкова Е.А., Попов А.М. *Квантовая электроника*, **43**, 1110 (2013).
14. Delone N.B., Krainov V.P. *Multiphoton Processes in Atoms* (Berlin: Springer-Verlag, 1994).
15. Гинзбург В.Л., Гуревич А.В. *УФН*, **70**, 201 (1960).
16. Райзер Ю.П. *Лазерная искра и распространение разрядов* (М.: Наука, 1974).
17. Popov A.M., Rakhimov A.T., Rakhimova T.V. *Plasma Phys. Rep.*, **19**, 651 (1993).
18. Hayashi M. *J. Phys. D*, **16**, 581 (1983).
19. Hayashi M. *Bibliography of Electron and Photon Cross-Sections with Atoms and Molecules Published in the 20th Century: Xenon, Technical Report NIFS-DATA-79* (Toki-shi, Japan, National Institute for Fusion Research, 2003).
20. Рохленко А.В. *ЖЭТФ*, **75**, 1315 (1978).
21. Shizga S., McMahon D.R.A. *Phys. Rev. A*, **32**, 3669 (1985).
22. Александров Н.Л., Напартович А.П. *УФН*, **163**, 1 (1993).
23. Дуатко Н.А. *J. Phys. Conf. Ser.*, **71**, 012005 (2007).
24. Кудрявцев А.А., Смирнов А.С., Цендин Л.Д. *Физика тлеющего разряда* (С.-Петербург: Лань, 2010, гл. 3, §3.7.2).
25. Ахманов С.А., Никитин С.Ю. *Физическая оптика* (М.: Изд-во МГУ, 1998, ч. 4).